

Колебания в промежуточном диапазоне частот в омическом разряде токамака ФТ-2

© В.В. Дьяченко, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, Л.А. Есипов, А.Н. Коновалов, С.И. Лашкул, А.Ю. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: v.dyachenko@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 декабря 2022 г.
В окончательной редакции 28 февраля 2023 г.
Принято к публикации 16 марта 2023 г.

Исследованы высокочастотные колебания в нижнегибридном частотном диапазоне (до 1000 МГц), обнаруженные в омической плазме токамака ФТ-2. Приведены зависимости амплитуды колебаний и их частотные спектры от параметров плазмы. Предложены возможные механизмы генерирования таких колебаний. Один из них может быть связан с деформацией функции распределения ионов из-за сильной гофрировки тороидального магнитного поля токамака. Другой — с существованием пучка ускоренных электронов, раскачкой веерной неустойчивости, ответственной за образование синхротронного излучения в диапазоне (10–80) ГГц и сложной цепочкой нелинейных распадных неустойчивостей, приводящих к такому сильному понижению частоты наблюдаемых колебаний.

Ключевые слова: токамак, нижнегибридная генерация тока, высокочастотные колебания плазмы, параметрические распадные неустойчивости.

DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55457.291-22

Введение

В течение ряда лет на токамаке ФТ-2 [1–3] исследовался механизм перехода от режима генерации безындукционного тока в режим ускорения ионов при вводе СВЧ мощности нижнегибридного (НГ) диапазона частот. Было показано, что этот переход происходит резче, чем предсказывает теория, при превышении плотностью некоторого порогового значения. Для токамака ФТ-2 $\langle n_e \rangle_{thres} = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ в водородной плазме. Переход сопровождается раскачкой интенсивных колебаний на частотах, сдвинутых относительно частоты волны накачки на гармоники ионно-циклотронной (ИЦ) частоты (порядка 30 МГц в водородной плазме). Эти колебания наблюдаются на периферии плазмы с помощью ВЧ зондов [4,5] и связываются с возбуждением параметрической распадной неустойчивости в виде ионно-циклотронных квазимод [4]. Именно возбуждению этой неустойчивости в [6,7] приписывают прекращение генерации безындукционного тока. Этот механизм приводит к уширению спектра колебаний волны накачки в сторону низких частот на ширину нескольких ИЦ частот. В области низких частот должны появиться колебания на соответствующих частотах ИЦ гармоник. Но все сказанное относится к режимам с генерацией тока при введении в разряд ВЧ мощности. В настоящей работе описываются интенсивные радиочастотные колебания, обнаруженные в промежуточном диапазоне частот (100–1000) МГц в чисто омическом разряде в отсутствие ВЧ мощности. Подобное излучение, но в диапазоне (0.6–1.5) ГГц, наблюдалось в режимах с низкой

плотностью и убегающими электронами в токамаке FTU (Фраскатти) [8,9].

Разд. 1 содержит описание эксперимента, полученные результаты изложены в разд. 2, обсуждению работы посвящен разд. 3.

1. Описание эксперимента

Взаимодействие НГ волн с плазмой экспериментально изучалось на небольшом исследовательском токамаке ФТ-2 ($R = 0.55 \text{ m}$, $a = 0.08 \text{ m}$, $B_T \leq 3 \text{ T}$, $I_p = 19\text{--}40 \text{ kA}$, $f_o = 920 \text{ MHz}$, $P_{RF} < 200 \text{ kW}$) и подробно описано в [10]. Токмак оснащен широким набором диагностик: томсоновское рассеяние для измерения величины и профилей электронной температуры и плотности, многоордовый СВЧ интерферометр, пятисканальный анализатор потоков атомов перезарядки, потоковые диагностики жесткого (HXR) и мягкого (SXR) рентгеновского излучения, оптической спектроскопии, болометрических измерений и т.д. С помощью рентгеновского спектрометра, регистрирующего кванты HXR с энергией $E_{hv} > 0.2 \text{ MeV}$ и приемников синхротронного излучения, определялись параметры надтепловых убегающих электронов. Ток плазмы и основные параметры разряда в описываемом эксперименте менялись в пределах $I_p \approx (18\text{--}32) \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle$ (средняя плотность вдоль центральной хорды) = $(0.5\text{--}5.0) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e(0) = (350\text{--}400) \text{ eV}$, $T_i(0) = (80\text{--}100) \text{ eV}$, $B_T = (1.8\text{--}2.5) \text{ T}$.

В настоящей работе исследовались колебания в чисто омическом разряде токамака в диапазоне частот

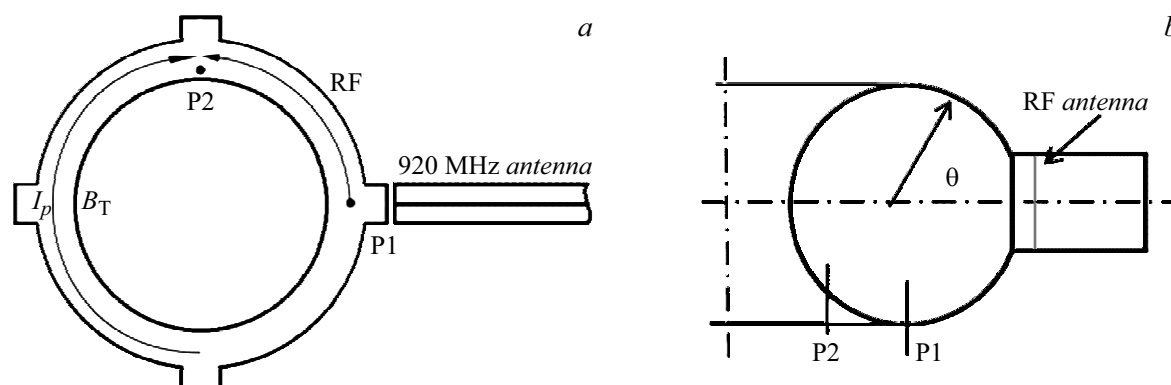


Рис. 1. Схема расположения ВЧ зондов: *a* — вид на токамак сверху. Стрелками показано направление тока в разряде и преимущественное направление распространения волны; *b* — поперечное сечение токамака. P1, P2 — ВЧ зонды.

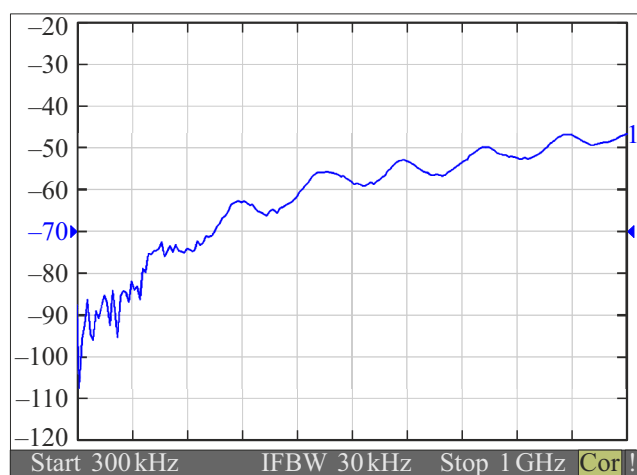


Рис. 2. АЧХ ВЧ зонда. По оси абсцисс — частота от 300 kHz до 1 GHz, цена деления — 100 MHz; по оси ординат — чувствительность зонда в логарифмическом масштабе.

(0–1100) MHz. Колебания регистрировались с помощью ВЧ зондов, их взаимное расположение показано на рис. 1. Со стороны сильного поля размещался одноштырьковый ВЧ зонд P2 (полоидальный угол $\theta = 220^\circ$, зонд на срезе диафрагмы, $r = 8$ cm). Такой же ВЧ зонд P1 установлен в сечении антенны ($\theta = 270^\circ$, в тени диафрагмы, $r = 8.5$ cm). ВЧ сигнал с зондов подавался через развязывающие трансформаторы на анализаторы спектра. Зонды P1 и P2 конструктивно одинаковы, также одинаковы передающие сигнал цепи. Большая часть измерений была выполнена с помощью широкополосного (до 8 GHz) цифрового четырехканального осциллографа Keysight MSOS804A. В нашем случае осциллограф анализировал сигнал излучения в полосе частот от нуля до 1.1 GHz за временные интервалы (0.1–3.0) ms. При обработке и анализе полученных данных определялись наличие спектральных составляющих, их временная эволюция и интенсивность. Из-за малых размеров зондов ($l = 5$ mm) их чувствительность очень низка (от -80 до -40 dB в полосе частот (0–1) GHz,

но амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) зондов достаточно гладкая с плавным снижением чувствительности в область низких частот. АЧХ зондов исследовалась с помощью анализатора цепей Agilent E5061B на широкополосном стенде — коаксиальной секции. На рис. 2 представлена АЧХ такого зонда. Наблюдаемые в плазме колебания имеют возможность переизлучаться в камеру токамака и хорошо регистрируются в виде излучения с помощью волноводов НГ антенны, используемых в качестве приемной антенны, на частотах выше 700 MHz (частота отсечки волноводов). Основной материал публикации базируется на данных, полученных с ВЧ зондов P1,2.

2. Результаты эксперимента

Описываемые результаты получены в ходе экспериментов по поддержанию тока с помощью НГ волн, но в омической фазе разряда до приложения ВЧ мощности в квазистационарной фазе разряда. Во время приложения ВЧ мощности при $\langle ne \rangle < 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ наблюдалась „подсадка“ напряжения обхода, свидетельствующая о частичном замещении омического тока током, индуцированным волной накачки (рис. 3).

Зондовый сигнал начинал записываться за 1 ms до начала ВЧ импульса и (1–2) ms в течение импульса. Это позволяло в одном разряде получать спектры для чисто омической стадии разряда и совместно с ВЧ мощностью. При исследовании раскачки параметрических распадных неустойчивостей при плотностях, близких к порогу прекращения генерации тока, было обнаружено существование интенсивных всплесков колебаний еще в омической стадии разряда токамака. Всплески длительностью несколько десятков микросекунд имели частоту повторения несколько kHz для разной плотности плазмы, их количество и амплитуда уменьшались при повышении плотности разряда (рис. 4, *a*).

Частотный анализ всплесков, проведенный в диапазоне частот от 0 до 1000 MHz, показал, что это излучение

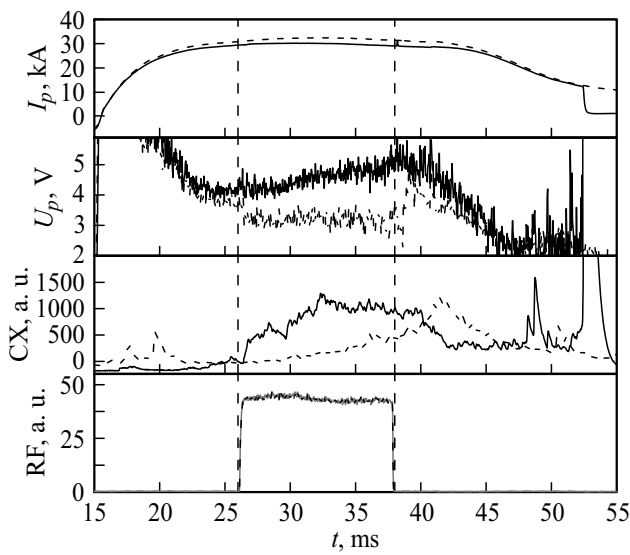


Рис. 3. Эволюция основных параметров разряда в омическом режиме (сплошная линия) и при введении ВЧ мощности (штрих). I_p — ток по плазме, U_p — напряжение обхода, CX — поток атомов перезарядки с энергией 980 eV, RF — ВЧ импульс.

представляет собой пакет из нескольких (3–6) связанных вместе частотных пиков, амплитуда которых на 10–30 dB превышает уровень шума. Ширина пакета составляет 100–300 MHz в разных режимах разряда. Пример такого спектра показан на рис. 5, зонд P2. Между вспышками такие частотные пакеты практически отсутствуют. Анализ спектра проводился в „окне“ длительностью 1 ms. Усреднение спектра производилось по стандартной методике, а именно сигнал разбивался на 100 временных промежутков, для каждого из которых вычислялась спектральная плотность мощности, после чего полученные спектры поточечно складывались и нормировались на число временных промежутков.

Наиболее интересно поведение такого пакета в зависимости от плотности разряда. При самой низкой плотности разряда $\langle n_e \rangle = (0.5–0.7) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ пакет занимает область частот от 350 MHz и, по сути, не ограничен со стороны высоких частот. При большей плотности границы пакета хорошо сформированы, и с увеличением плотности водородной плазмы до $3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ он смещается в сторону более высоких частот — до 800 MHz. При дальнейшем увеличении плотности в омическом разряде амплитуда и число пиков в спектре быстро уменьшаются вплоть до уровня шума. Основные ярко выраженные пики в пакете отстоят друг от друга на 30–35 MHz в водородной плазме вне зависимости от плотности, это значение частоты лежит в области ионно-циклотронных частот для рабочей величины тороидального поля (2.2 T на тороидальной оси). Поведение пакета (зонд P2) проиллюстрировано на рис. 6 для разных значений концентрации разряда. Зонд P1 регистрирует

такой же по характеру сигнал, но его амплитуда существенно зависит от глубины погружения зонда.

Зависимость от величины тороидального магнитного поля при концентрации водородной плазмы $\langle n_e \rangle \approx 1.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ показывает, что колебания практически отсутствуют при ВТ ниже 1.8 T, и весь пакет слегка смещается в область более высоких частот при увеличении магнитного поля до 2.5 T. Зависимость от величины разрядного тока в водородной плазме в пределах статистического разброса и диапазона измерений не обнаружена.

Качественно описываемая картина сохраняется и в дейтериевой плазме, пример частотного пакета показан на рис. 5, b, только „тонкая“ структура пакета усложняется за счет пиков, смещенных по частотам на величину ионно-циклотронной частоты дейтерия, примерно на 15–17 MHz. На рис. 5, b видны только шумовые пики на таких сдвинутых частотах. Но водород всегда присутствует в дейтериевой плазме и по всей видимости подавляет раскачку дейтериевых резонансов. Кроме того, циклотронные частоты кратны друг другу и неразличимы на спектре. Из рис. 5 также видно, что при

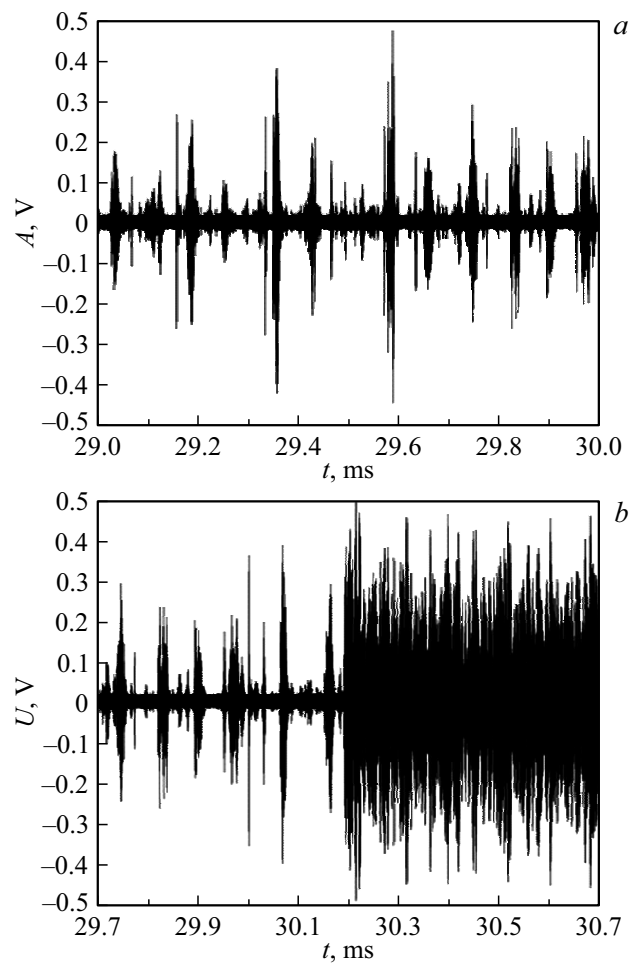


Рис. 4. Вид излучения из плазмы: a — в омической стадии разряда, зонд P2; b — в отсутствие и присутствии (начиная с $t = 30 \text{ ms}$) ВЧ мощности, зонд P2.

одинаковых параметрах разряда пакеты в водородной и дейтериевой плазмах смещены по частотам примерно на 150 МГц.

Интересно отметить, что при наложении ВЧ импульса мощностью 60–80 кВт „вспышечный“ характер колебаний, обнаруженный при омическом нагреве (рис. 4, *a*), исчезает, сигналы с зондов имеют непрерывный шумовой вид с гораздо большей амплитудой (рис. 4, *b*). Но ВЧ мощность не влияет на существование и поведение пакета, пока концентрация плазмы ниже пороговой (при которой прекращается генерация тока), $\langle n_e \rangle < 2.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (рис. 7, *a–d*), но ширина пакета немного увеличивается в сторону высоких частот. Но если в омической фазе разряда при плотности $\langle n_e \rangle < 3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ колебания почти исчезали, то под воздействием ВЧ мощности при этой плотности пакет только усиливался и перемещался вплотную к пику волны накачки с $f_0 = 920 \text{ МГц}$, как показывает зонд P2 (рис. 7, *e, f*) при $\langle n_e \rangle > \langle n_e \rangle_{\text{thres}}$.

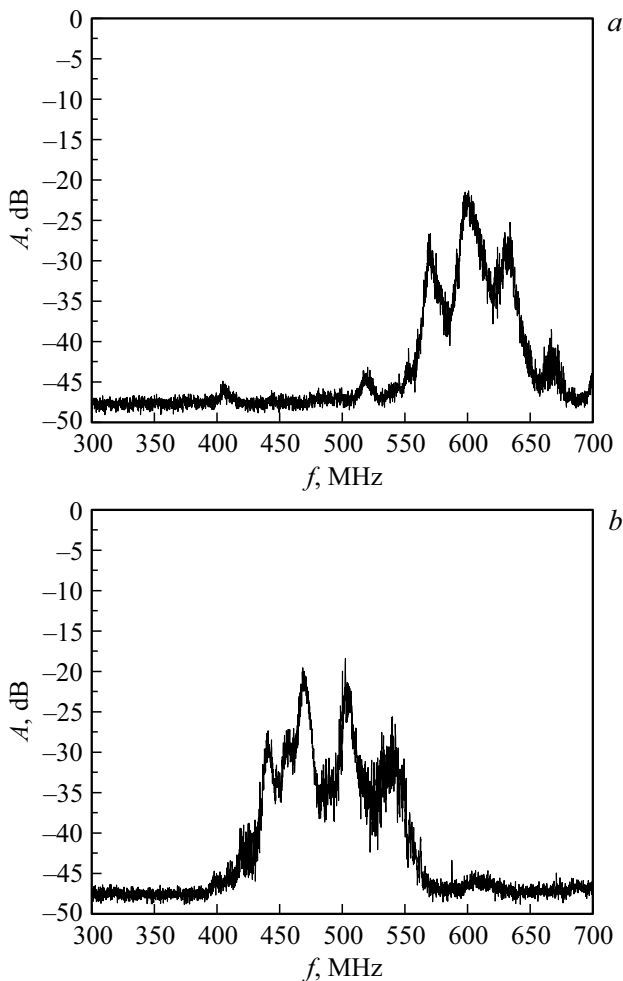


Рис. 5. Пример частотного спектра излучения в течение одной из вспышек, $\langle n_e \rangle = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; *a* — в водородной плазме, *b* — в дейтериевой. По оси ординат — амплитуда спектральных составляющих в логарифмическом масштабе.

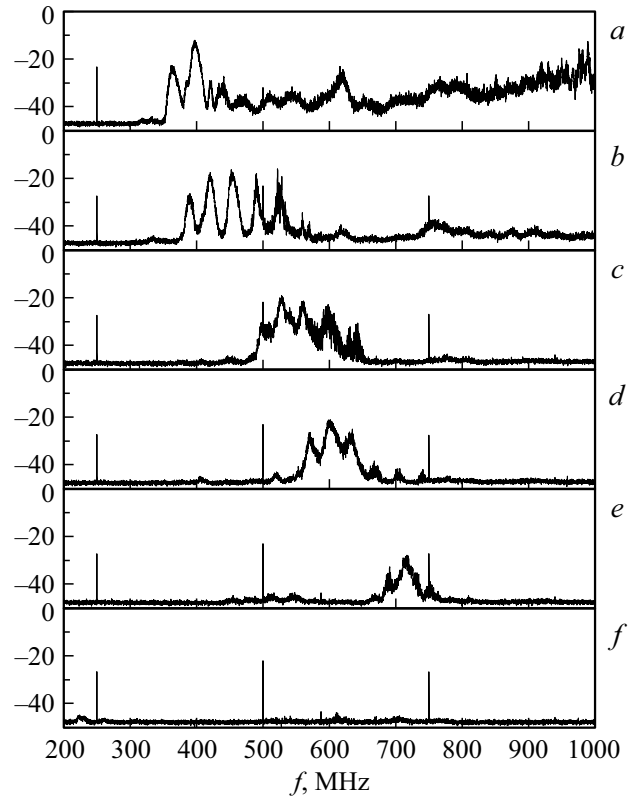


Рис. 6. Поведение спектрального пакета в зависимости от плотности $\langle n_e \rangle$: *a* — $0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, *b* — $1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, *c* — $1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, *d* — $2.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, *e* — $2.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, *f* — $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; $B_{\text{Т0}} = 2.2 \text{ Т}$. По оси ординат — амплитуда спектральных составляющих в логарифмическом масштабе.

3. Обсуждение результатов

Известно, что в токамаках в момент формирования разряда образуется пучок убегающих высокоэнергичных электронов, существующих достаточно долго при низких плотностях разряда. Эти электроны являются источником синхротронного излучения при частотах от 30 GHz и выше, они же дают свой вклад в частотные спектры при самой малой плотности (рис. 6, *a*) [9]. Описываемые здесь колебания лежат в области более низких, так называемых нижнегибридных (НГ) частот, $< 1 \text{ GHz}$.

Распределение расчетных значений НГ частоты для холодной водородной (без примесей) плазмы по сечению токамака для двух значений плотности и $B_{\text{Т0}} = 2.2 \text{ Т}$ показано на рис. 8. Из рис. 6 можно извлечь ширину пакета (для определенности на уровне -40 dB). При самой низкой плотности (рис. 6, *a*) резко очерчена только низкочастотная граница спектра (но собственно НГ колебания, по расчету, не должны превышать 400 МГц согласно рис. 8), поэтому ширину пакета искусственно ограничили величиной 200 МГц. Измеренная ширина спектра (область существования) излучения в зависимости от плотности показана на рис. 9. При плотности

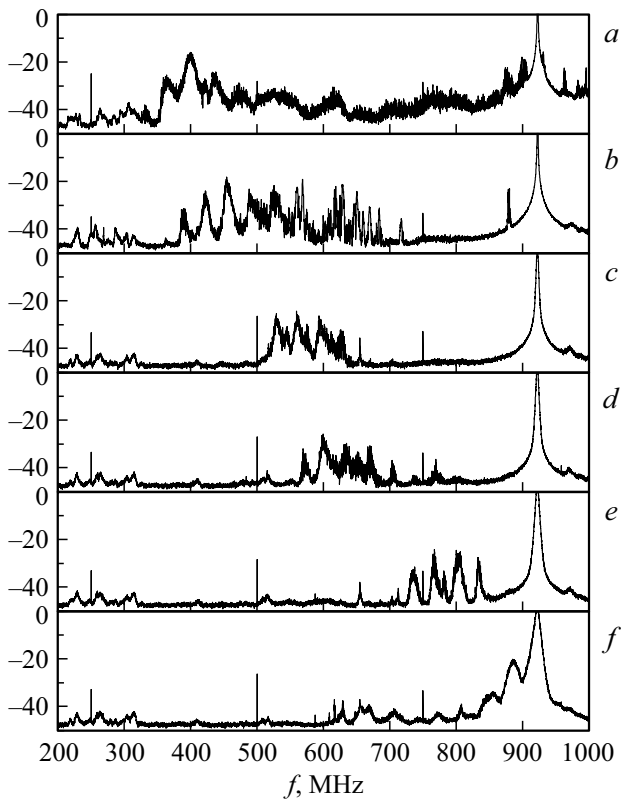


Рис. 7. Поведение спектрального пакета в зависимости от плотности $\langle n_e \rangle$ при $B_{T0} = 2.2$ Т в присутствии ВЧ мощности: $a - 0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $b - 1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $c - 1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $d - 2.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $e - 2.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $f - 3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

$3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ излучение практически исчезает (рис. 6, f), поэтому график обрывается. Также не определена (не измерена) граница явления со стороны очень низкой плотности из-за нестабильности плазменного разряда. Если исходить из интенсивности сигнала и частотной наполненности, то, возможно, существует область оптимальных значений плотности $\langle n_e \rangle \approx (1-2) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для существования наблюдаемых колебаний. С помощью рис. 8 можно качественно выделить пространственную область рождения (существования) излучения в сечении разряда на примере кривой для плотности $\langle n_e \rangle = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Видно, что НГ колебания могут генерироваться в двух областях по сечению плазмы как при $R > R_0$, так и при $R < R_0$. Но предпочтение следует отдать наружной стороне тора при $R = 55-60$ см ($R_0 = 55$ см). В пользу этого аргумента говорит то, что в этой области значений R величина тороидального поля изменяется от 2.2 до 2.0 Т, соответственно ионноциклотронная (ИЦ) частота для водородной плазмы в этой области равна 33–30 МГц. Именно такой частотный сдвиг имеет место между пиками „тонкой“ структуры спектрального пакета на рис. 6. Оценка области локализации колебаний для разных значений плотности показана на рис. 10. С ростом плотности область генерации смещается вглубь разряда, $R < R_0$, и сигнал

исчезает. В целом колебания (излучение) образуются в центральных областях разряда. По наблюдаемому диапазону частот, по зависимости от плотности и изотопного состава, наблюдаемые колебания имеют все признаки НГ колебаний, но с модуляцией ИЦ частотами.

Представленное выше исследование спектральной структуры сигналов ВЧ зондов было выполнено с усреднением по 100 взятым последовательно выборкам, каждая длительностью 0.1 мс. Для более детального изучения временной динамики сигналов зондов вычисление их спектров было проведено с улучшенным временным разрешением для „окон“ длительностью 0.2048 μs , взятым последовательно с 10 усреднениями. Ценой подобного подхода, естественно, стало уменьшение частотного разрешения до величины $\delta f \approx 2.44$ МГц, которое тем не менее является вполне приемлемым для анализа спектральных особенностей рассматриваемых сигналов.

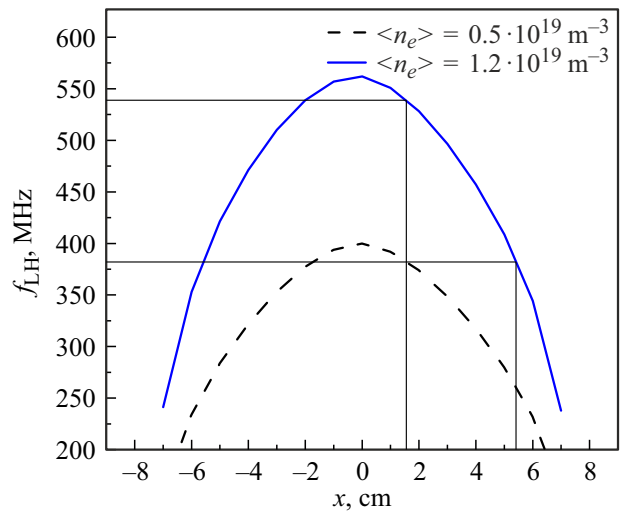


Рис. 8. Пример распределения НГ частоты по сечению токамака для двух значений плотности, $B_{T0} = 2$ Т. В водороде.

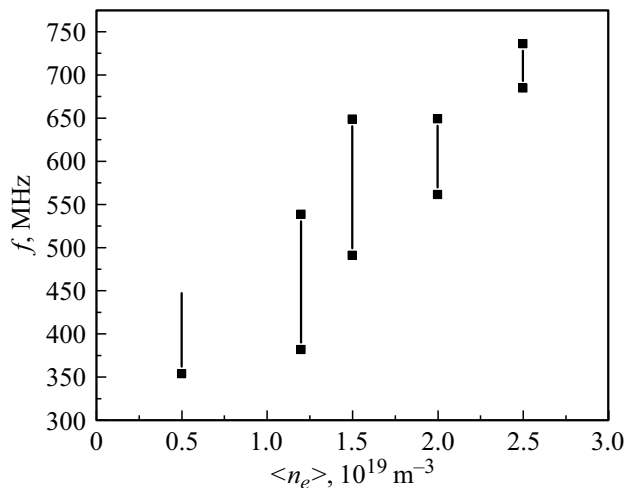


Рис. 9. Зависимость спектральной ширины пакета от плотности разряда.

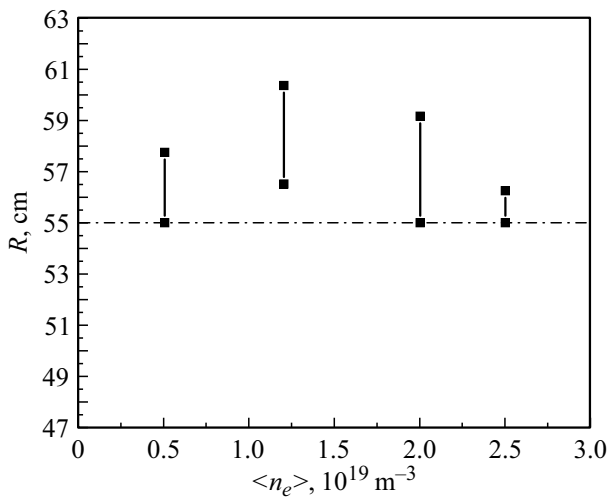


Рис. 10. Оценка локализации области генерации излучения в зависимости от плотности разряда.

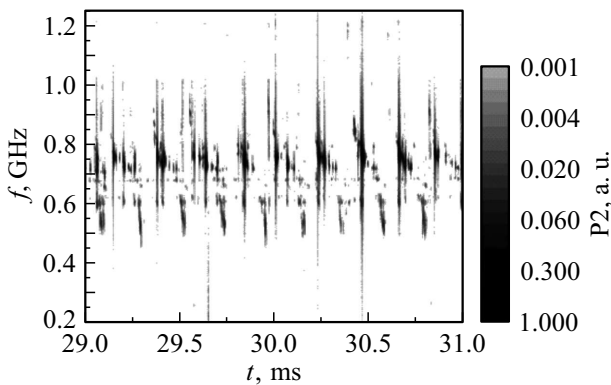


Рис. 11. Эволюция спектра мощности сигнала зонда P2 в стационарной части омического разряда длительностью 2 ms.

Пример временной эволюции спектра мощности сигнала зонда P2 представлен на рис. 11, где в диапазоне 550–850 MHz хорошо видна квазипериодическая структура. На рассмотренном временном интервале от 29 до 31 ms, взятом в омическом разряде, период колебаний мощности сигнала зонда незначительно увеличивается, так что изменение частоты этих всплесков можно представить в терминах незначительной линейной частотной модуляции: $f(t) = f_0 - b(t - t_0)$, где $f_0 = 4$ kHz, $b = 0.17 \cdot 10^6 \text{ s}^{-2}$.

Структура колебаний, показанных на рис. 11, представляет отдельный интерес. В частности, для их наиболее интенсивной высокочастотной части вблизи 800 MHz использованного временного разрешения оказалось достаточно, чтобы продемонстрировать не только падение частоты у наблюдаемого сигнала на величину $\Delta f \approx 40$ MHz за 80–100 μs , но и его вспыхивающий характер. Примеры подобных всплесков показаны на рис. 12 для двух различных временных интервалов, каждый длительностью 100 μs . При вычислении спектра сигнала

с усреднением на временах более 100 μs спектральные всплески сливаются в спектральный максимум сложной формы, зачастую включающий отдельные спектральные линии (см., например, рис. 6).

Сигналы на расположенных в различных тороидальных сечениях зондах P1 и P2 имели спектральные максимумы при близких частотах, при этом их абсолютное значение зависело от пространственного положения зонда относительно последней замкнутой магнитной поверхности. На рис. 13, а в интервале частот от 450–850 MHz показаны спектры мощности этих сигналов, посчитанных для временных реализаций длительностью 0.2048 μs , взятых последовательно с 9765 усреднениями. В диапазоне 730–800 MHz на сигналах обоих зондов наблюдались наиболее интенсивные колебания, причем для зонда P2, установленного со стороны сильного магнитного поля, спектральный максимум оказался сдвинут на 30 MHz в большую сторону по сравнению с максимумом на спектре для зонда P1, расположенного со стороны слабого поля. Для низкочастотной части осцилляций, показанных на рис. 11, в диапазоне 530–610 MHz наблюдались максимумы меньшей интенсивности. В частности, для зонда P2 — на 20 dB ниже высокочастотного максимума, для зонда P1 различие было существенно меньше — 7–8 dB.

Детальное сравнение двух сигналов с разных зондов было проведено с помощью корреляционного анализа путем вычисления взаимной корреляционной функции

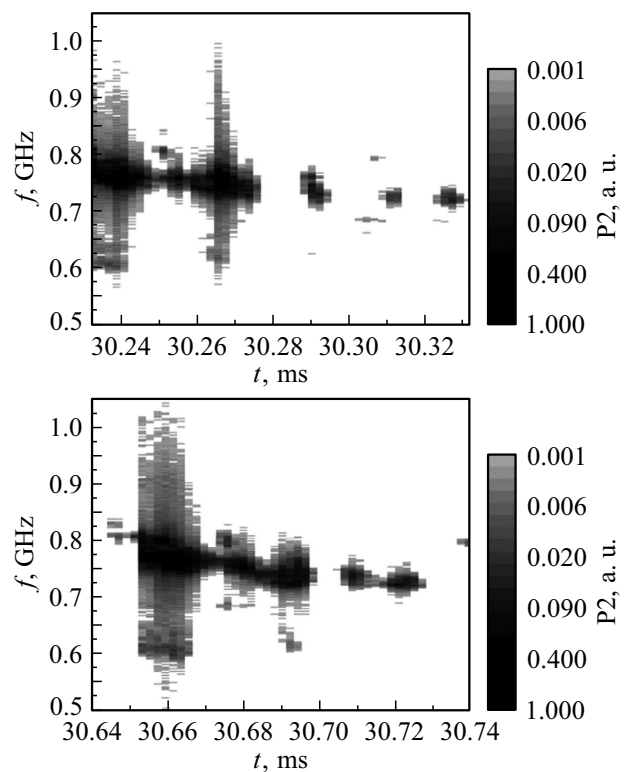


Рис. 12. Спектры сигнала зонда P2 для двух различных интервалов разряда, демонстрирующие эволюцию высокочастотной части осцилляций излучения.

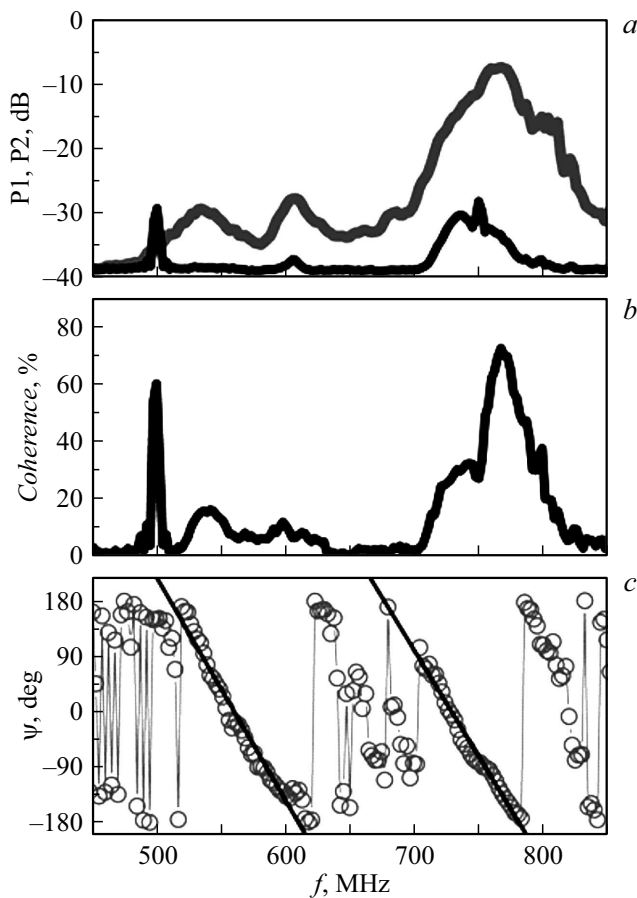


Рис. 13. Результаты корреляционного анализа сигналов зондов P1 и P2; *a* — спектры мощности каждого сигнала, *b* — когерентность, *c* — кросс-фаза (серые кружки) и линейные аппроксимации участков кросс-фазы (сплошные черные линии).

для каждой спектральной компоненты сигналов с 9765 усреднениями. На рис. 13, *b* показан соответствующий спектр когерентности, а на рис. 13, *c* их кросс-фаза. Значительный уровень когерентности, выше 70%, наблюдался на частоте спектрального максимума сигнала зонда P2 (767 MHz). При меньшей частоте в области спектрального максимума для зонда P1 (738 MHz) наблюдался второй всплеск когерентности, чуть выше 30%. В области низких частот (540 и 600 MHz) также наблюдались высокие уровни когерентности — от 12 до 16%. В областях с высокой когерентностью частотная зависимость кросс-фазы сигналов (рис. 13, *c*) имела линейную зависимость, при этом ее коэффициент наклона был одинаков для обоих диапазонов $\Delta\psi/\Delta f = 3.5 \pm 0.1$ deg/MHz. Наличие линейных участков на кросс-фазе является четким указанием на наличие тороидального распространения излучения в промежуточном диапазоне частот, причем со скоростью, одинаковой для высокочастотного (710–820 MHz) и низкочастотного (520–620 MHz) диапазонов. Следует отметить, что представленный результат хорошо воспроизводится при повторении разряда токамака, в частности, сохраня-

ются формы спектров сигналов и когерентности, а коэффициент наклона кросс-фазы, оставаясь по-прежнему одинаковым для высоко- и низкочастотных областей, может достигать до $\Delta\psi/\Delta f = 3.9 \pm 0.1$ deg/MHz. Считая, что излучение промежуточного диапазона распространяется между двумя зондами по кратчайшей дуге, можно получить оценку для соответствующей скорости: $v = (c/3.3[-]c/2.9)$, где c — скорость света.

Один из предположительных механизмов, объясняющий природу этого явления, может быть связан с сильной гофрировкой тороидального поля и тороидальным дрейфом захваченных в „пробки“ ионов, из-за чего происходит искажение функции распределения ионов [11] в сторону обеднения высокоэнергичной части спектра, что, в свою очередь, может приводить к раскачке ионно-берштейновских колебаний с НГ частотами. Вблизи своего НГ резонанса эти колебания могут трансформироваться сначала в медленные, а затем в косые ленгмюровские волны, способные выходить наружу из плазмы [11]. Такое предположение могло бы объяснить также модуляцию излучения ионно-циклотронными частотами.

В условиях мощного нагрева ионов с помощью нейтральных пучков или ИЦ резонанса на функции распределения ионов образуются интенсивные высокоэнергичные „хвосты“. Они могут генерировать так называемое ионно-циклотронное излучение, в том числе на высоких гармониках ионно-циклотронной частоты [12,13]. В омическом, достаточно холодном, разряде токамака ФТ-2 таких „хвостов“ нет. В низкочастотной части наблюдаемого спектра (до 100 MHz) в омическом разряде заметного излучения на частотах регулярных ионно-циклотронных гармоник не наблюдается.

С другой стороны, известно, что в режимах с низкой плотностью в токамаках существует пучок ускоренных электронов, исчезающий с ростом плотности, и связанное с ним мощное синхротронное излучение на частотах выше 10 GHz [12]. Пучок ускоренных электронов вызывает развитие всеерной неустойчивости [14], имеющей „вспышечный“ характер. Возможно, это излучение может приводить к раскачке цепочки параметрических распадных неустойчивостей, существенно понижающих частоты излучения [15]. К подобному объяснению склоняются авторы работ [8,9].

Оба объяснения нуждаются в детальной теоретической проработке.

Выводы

Эксперименты на токамаке ФТ-2 обнаружили интенсивные колебания в виде всплесков в диапазоне НГ частот 0.2–1.0 GHz, промодулированные ИЦ гармониками, в омических режимах с низкой плотностью плазмы. Как показывают оценки, колебания исходят из центральных областей разряда. Эти колебания имеют возможность переизлучаться наружу и регистрироваться внешними

антеннами. Кросс-корреляционный анализ зондовых сигналов оценивает скорость распространения колебаний в плазме в три раза меньше скорости света.

Плавный переход наблюдаемых колебаний из омической фазы разряда в нагревную может свидетельствовать о взаимодействии волны накачки с существующими в плазме НГ колебаниями и их последующим усилением без привлечения механизма параметрической распадной неустойчивости. В пользу такого предположения говорят очень низкие пороги возбуждения неустойчивости по ВЧ мощности, измеренные в работе [4].

Природа наблюдаемого излучения пока непонятна.

Финансирование работы

Работа токамака ФТ-2 и базовых диагностик велась при поддержке государственного контракта ФТИ 0040-2019-0023. Высокочастотные измерения выполнялись при поддержке государственного контракта ФТИ 0034-2021-0002, а их корреляционный анализ был поддержан государственным контрактом ФТИ 0034-2021-0001.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.N. Budnikov, V.V. Dyachenko, M.A. Irzak, E.R. Its, S.I. Lashkul, K.A. Podushnikova, A.Yu. Stepanov, O.N. Shcherbinin, M.J. Vildjunas. *Proc. of the 22st EPS Conf on Cont. Fus. and Pl. Phys.* (Bournemouth, 1995), p. IV, 385–387.
- [2] С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, М.А. Ирзак, М.Ю. Кантор, Д.В. Куприенко, А.Н. Савельев, А.Ю. Степанов, С.В. Шаталин. *Физика плазмы*, **41** (12), 1069 (2015).
- [3] С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, А.Н. Коновалов, Д.В. Куприенко, С.В. Шаталин, А.Ю. Степанов. *Физика плазмы*, **48** (5), 387 (2022). DOI: 10.31857/S0367292122200033
- [4] V.V. Dyachenko, A.N. Konovalov, A.Y. Stepanov, A.B. Altukhov, E.Z. Gusakov, L.A. Esipov, S.I. Lashkul, S.V. Shatalin. *Plasma Phys. Rep.*, **45** (12), 1134 (2019).
- [5] V.N. Budnikov, V.V. Dyachenko, L.A. Esipov, S.I. Lashkul, V.O. Aleksandrov, I.E. Saharov, S.V. Shatalin. *Proc. of the 19th Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics* (Innsbruck, 1992), p. 11, 997–1000.
- [6] Y. Takase, M. Porkolab, J. Schuss, R. Watterson, C. Fiore. *Phys. Fluids*, **28**, 983 (1985).
- [7] R. Cesario, L. Amicucci, A. Cardinali, C. Castaldo, M. Marinucci, F. Napoli, F. Paoletti, D. De Arcangelis, M. Ferrari, A. Galli, G. Gallo, E. Pullara, G. Schettini, A.A. Tuccillo, *Nucl. Fusion*, **54**, 043002 (2014).
- [8] W. Bin, C. Castaldo, F. Napoli, P. Buratti, A. Cardinali, A. Selce, O. Tudisco (FTU Team). *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 045002 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.045002>
- [9] P. Buratti, W. Bin, A. Cardinali, D. Carnevale, C. Castaldo, O. D’Arcangelo, F. Napoli, G.L. Ravera, A. Selce, L. Panaccione, A. Romano (FTU Team). *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63**, 095007 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac138c
- [10] С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, В.А. Иванов, О.А. Каледина, М.Ю. Кантор, А.Н. Коновалов, Д.В. Куприенко, М.И. Миронов, С.В. Шаталин, А.В. Сидоров, А.Ю. Степанов, Ф.В. Чернышев, Н.В. Тропин. *Физика плазмы*, **46** (9), 771 (2020).
- [11] А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев. *„Неоклассическая“ теория диффузии*, в кн. *Вопросы теории плазмы* (Атомиздат, М., 1973), вып. 7, 11.
- [12] K.G. McClements, R. D’Inca, R.O. Dendy, L. Carbajal, S.C. Chapman, J.W.S. Cook, R.W. Harvey, W.W. Heidbrink, S.D. Pinches. *Nucl. Fusion*, **55**, 043013 (2015).
- [13] N.N. Gorelenkov. *New J. Phys.*, **18**, 105010 (2016).
- [14] С.И. Лашкул, В.В. Рождественский, А.Б. Алтухов, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, М.Ю. Кантор, С.В. Крикунов, Д.В. Куприенко, А.Ю. Степанов. *Письма в ЖТФ*, **38** (23), 69 (2012). [S.I. Lashkul, V.V. Rozhdestvensky, A.B. Altukhov, V.V. Dyachenko, L.A. Esipov, M.Yu. Kantor, S.V. Krikunov, D.V. Kuprienko, A.Yu. Stepanov. *Tech. Phys. Lett.*, **38** (12), 1073 (2012).]
- [15] В.В. Параил, О.П. Погуце. *Ускоренные электроны в токамаке*, в кн. *Вопросы теории плазмы* (Энергоиздат, М., 1982), вып. 11, с. 5–55.